Richtungsabhängigkeit der Szintillations-Lichtausbeute von Anthrazen beim Beschuß mit Alphastrahlen

Dissertation zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Georg-August-Universität zu Göttingen

Vorgelegt von
Paul Henrich Heckmann
aus Duisburg

R. UNIV. BIBLIOTHEEK LEIDEN

Göttingen 1959

D 7

Referent: Prof. Dr. A. Flammersfeld
Korreferent: Prof. Dr. R. Hilsch
Tag der mündlichen Prüfung: 15. Mai 1959

Zeitschrift für Physik 157, 139–148 (1959)

Aus dem II. Physikalischen Institut der Universität Göttingen

Richtungsabhängigkeit der Szintillations-Lichtausbeute von Anthrazen beim Beschuß mit α-Strahlen*

Von

PAUL HENRICH HECKMANN

Mit 5 Figuren im Text

(Eingegangen am 4. Juli 1959)

The scintillation response of anthracene crystals to α-particles depends on their direction of incidence with respect to the crystal axes. The response is maximal in the direction perpendicular to the main cleaving plane *ab* and minimal in the direction parallel to the axis *a*, the quotient of maximum and minimum response being about 1.55 at an energy of 5.3 MeV and increasing with decreasing energy of the α-particles. A formula based on simple assumptions is derived, which describes correctly the measured angular dependence.

1. Einleitung

Die von α-Teilchen in organischen Kristallen, besonders in Anthrazen, hervorgerufenen Szintillationen wurden in den letzten Jahren von verschiedenen Autoren untersucht[1–6]. Dabei wurde sowohl die Lichtausbeute in Abhängigkeit von der Energie der α-Teilchen gemessen, als auch die mittlere Leuchtdauer der Szintillations-Impulse. Bei den vorliegenden Untersuchungen handelte es sich zunächst um die Frage, ob die Lichtausbeute von der Oberflächenbeschaffenheit der Kristalle abhängt. Da z.B. α-Teilchen von 5,3 MeV (Po^{210}) in Anthrazen eine Reichweite von nur etwa 24 μ haben, sind solche Oberflächeneffekte nicht ohne weiteres auszuschließen.

Anthrazen kristallisiert monoklin[7]; die Kristalle lassen sich längs der kristallographischen *ab*-Ebene besonders gut spalten. Ferner existiert noch eine Nebenspaltebene, die mit *ac* bezeichnet wird und auf

---

* D 7. Vorgetragen auf der Physikertagung in Bad Pyrmont am 17. 4. 1959. Kurze Mitteilung in: Naturwiss. **46**, 259 (1959).

[1] TAYLOR, C. J., W. K. JENTSCHKE, M. E. REMLEY, F. S. EBY u. P. P. KRUGER: Phys. Rev. **84**, 1034 (1951).

[2] WRIGHT, G. T., u. G. F. J. GARLICK: Brit. J. appl. Phys. **5**, 13 (1954).

[3] WRIGHT, G. T.: Proc. Phys. Soc., Lond. B **69**, 358 (1956).

[4] HARDWICK, E. R., u. W. G. MCMILLAN: J. Chem. Phys. **26**, 1463 (1957).

[5] BIRKS, J. B.: Scintillation Counters. London: Pergamon Press 1953.

[6] BROOKS, F. D.: Organic Scintillators. In: Progress in Nuclear Physics, Bd. 5, herausgeg. von O. R. FRISCH. 1956.

[7] LANDOLT-BÖRNSTEIN, Tabellen, 6. Aufl., Bd. I, Teil 4, S. 373.

ab senkrecht steht. Durch Abspalten eines Stückes von einem Anthrazenkristall in ab-Richtung erhält man eine von Verunreinigungen weitgehend freie Oberfläche, und es schien nicht ausgeschlossen, daß die Lichtausbeute, wenn man die α-Teilchen auf eine solche frische Spaltfläche auftreffen läßt, etwas größer sein könnte als bei Auftreffen auf eine durch Polieren vorbehandelte Fläche. Der Versuch wurde durchgeführt mit dem überraschenden Ergebnis, daß die frische Spaltfläche eine um 50% größere Lichtausbeute lieferte als die polierte Kristallfläche. Es schien unwahrscheinlich, daß dies allein auf Oberflächeneffekte zurückzuführen wäre. Da die erwähnte polierte Kristallfläche zur ab-Ebene senkrecht verlief, wurde vermutet, daß der große Unterschied der Lichtausbeuten auf einen Richtungseffekt zurückzuführen wäre. Um diese Frage aufzuklären, wurden die im folgenden beschriebenen Versuche vorgenommen.

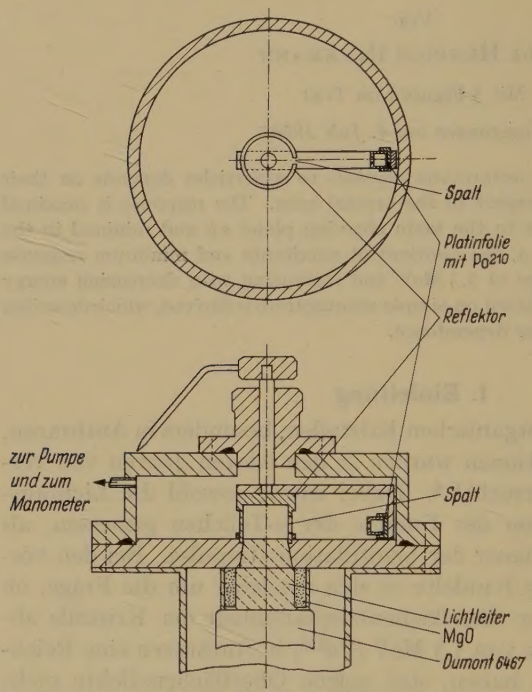

Fig. 1. Versuchsanordnung zur Messung der Winkelabhängigkeit der Lichtausbeute von α-Strahlen in Anthrazenkristallen. (Der Kristall ist nicht eingezeichnet)

2. Apparatur

Fig. 1 zeigt die verwendete Apparatur. In einer evakuierbaren Kammer (Innendurchmesser 9 cm) befindet sich in der Mitte fest einjustiert ein Anthrazenkristall, der über einen Lichtleiter in optischem Kontakt mit einem Photomultiplier* steht, dessen Ausgangsimpulse geeignet verstärkt und mit einem Einkanaldiskriminator analysiert werden. Über dem Kristall befindet sich ein zylindrischer Reflektor (Aluminium). Durch einen Spalt können die α-Teilchen von dem außen angebrachten Präparat her auf den Kristall fallen. Der Präparathalter ist mit dem Reflektor fest verbunden; beide zusammen können um beliebige Winkel um die vertikale Achse gedreht werden. Das Präparat

* Dumont 6467.

(Po^{210}*) befindet sich auf einer Platinfolie; davor ist eine Blende angebracht, die zusammen mit dem Spalt am Reflektor dafür sorgt, daß nur ein praktisch paralleles Bündel von α-Strahlen auf den Kristall fallen kann, und zwar genau in radialer Richtung. Bei der ganzen Konstruktion wurde auf möglichst gute Zylindersymmetrie und auf möglichst genaue Zentrierung geachtet.

Die für die Versuche verwendeten Anthrazenkristalle** wurden nach sorgfältiger Politur etwa 2 min lang in sehr reines Benzol gelegt, dann herausgenommen und sofort mit Fließpapier getrocknet; dieses Verfahren hatte den Zweck, eine eventuell durch die Politur entstandene beschädigte Oberflächenschicht[8] abzulösen. — Zur Prüfung der Versuchsanordnung wurde der Anthrazenkristall durch ein zylinderförmiges Stück Plastik-Szintillator ersetzt; es wurde damit innerhalb der Meßgenauigkeit keine Abweichung von der zu erwartenden Konstanz der Lichtausbeute als Funktion des Winkels festgestellt.

3. Messungen

Wird in die Kammer ein Anthrazenkristall gebracht, und zwar so, daß die α-Teilchen immer senkrecht zur kristallographischen Achse *b* auftreffen, so ergibt sich eine starke Richtungsabhängigkeit der Lichtausbeute, derart, daß diese stets am größten ist, wenn die α-Teilchen senkrecht zur *ab*-Ebene auftreffen, und am kleinsten, wenn sie parallel zur Achse *a* auftreffen. Bei den ersten Versuchen war der Kristall so in der Kammer angeordnet, daß die α-Teilchen bei jeder Winkelstellung eine andere Stelle der Kristalloberfläche trafen. Es war daher auf Grund dieser Versuche noch nicht auszuschließen, daß für die Winkelabhängigkeit der Lichtausbeute folgende zwei Gründe in Frage kommen könnten:

1. Wegen der optischen Anisotropie des Anthrazens (die Hauptbrechungsindices betragen 1,959, 1,786 und 1,555[9]) hängt die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein unter der Oberfläche gebildetes Photon den Kristall verläßt, von der Orientierung der Oberfläche relativ zu den Kristallachsen ab. Das könnte für den vorliegenden Versuch bedeuten: Von dem bei einer Szintillation entstandenen Licht wäre der Bruchteil, der zum Photomultiplier gelangt, verschieden je nach der Stelle, wo die α-Teilchen auf den Kristall treffen. Nun beträgt aber nach Wright[9] die „Entkommwahrscheinlichkeit" für unter der Oberfläche entstandene Lichtquanten im Mittel etwa 10%, und dieser Wert variiert bei den verschiedenen Kristallflächen seinerseits um nur etwa 15%. Nimmt man

* Amersham (England).

** Firma Harshaw, USA.

[8] Lipsett, F. R., D. M. J. Compton u. T. C. Waddington: J. Chem. Phys. **26**, 1444 (1957).

[9] Wright, G. T.: Proc. Phys. Soc., Lond. B **68**, 241 (1955).

noch hinzu, daß durch den Aluminiumreflektor ein großer Teil des Lichtes, das die Kristalloberfläche verläßt, doch schließlich wieder in Richtung auf die Photokathode gesammelt wird, so folgt, daß die optische Anisotropie, wenn überhaupt, nur einen geringen Einfluß haben kann.

2. Obwohl durch geeignete Vorbehandlung der Kristalle (s. oben) für eine möglichst einwandfreie Oberfläche gesorgt wurde, könnte es sein, daß sich auf dem Kristall eine nicht szintillierende Oberflächenschicht gebildet hat. Wenn die Dicke dieser Schicht auf den einzelnen Kristallflächen variiert, könnte dadurch ebenfalls eine Winkelabhängigkeit der Lichtausbeute vorgetäuscht werden.

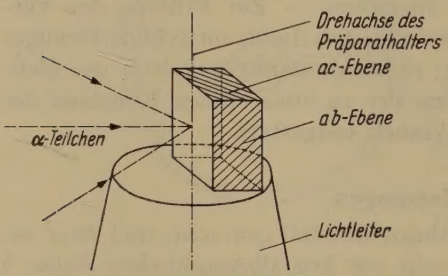

Fig. 2. Anordnung eines Kristalls, bei dem die α-Teilchen stets auf dieselbe Stelle der Oberfläche treffen

Daß die vorstehenden beiden Erklärungen nicht zutreffen, zeigt mit Sicherheit der folgende Versuch: Ein Anthrazenkristall wurde so auf den Lichtleiter geklebt, daß die Fläche, auf die die α-Teilchen treffen sollten, genau die Symmetrieachse der Kammer (d.h. also die Drehachse des Präparathalters) berührte (Fig. 2). Der Kristall wurde so orientiert, daß die Ebene *ab* (Hauptspaltebene) senkrecht zur Unterlage und die Ebene *ac* (Nebenspaltebene) parallel zur Unterlage verlief. Die Fläche, auf die die α-Strahlen auftrafen, war dagegen eine zu *ab* und *ac* (also zur Achse *a*) senkrechte Ebene.

Die beiden Blenden (vgl. Fig. 1) bewirken nun, daß die α-Teilchen bei diesem Kristall stets auf ein und dieselbe Stelle der Oberfläche fallen (solange der zur Verfügung stehende Winkelbereich von maximal 180° nicht überschritten wird). Damit ist hier aber der Einfluß der optischen Anisotropie ausgeschaltet.

Die Messung ergibt ein Minimum der Lichtausbeute bei senkrechtem Einfall der α-Teilchen, d.h. also bei Einschuß in Richtung der Achse *a*, in Übereinstimmung mit dem Resultat der Vorversuche. Je flacher die α-Strahlen auf den Kristall treffen, desto größer wird die Lichtausbeute (dieser Anstieg wurde bis zu einem Winkel von etwa 60° relativ zum Einfallslot — Achse *a* — verfolgt). Damit ist aber gezeigt, daß es sich nicht um einen Oberflächeneffekt handeln kann, denn in einer nicht szintillierenden Oberflächenschicht hätten die α-Teilchen bei schrägem Einfall eine längere Strecke zurückzulegen als bei senkrechtem Einfall.

Um auch die Umgebung des Maximums zu erfassen, wurde ein gleichartiger Kristall benutzt, der so orientiert wurde, daß wieder die *ac*-Ebene parallel zur Unterlage verlief, aber nunmehr die α-Strahlen stets auf

dieselbe Stelle einer ab-Fläche (Hauptspaltebene) trafen. Die beiden Kurven für die Umgebung des Minimums und die des Maximums lassen sich gut aneinander anpassen, wobei sich die in Fig. 3 gezeigte Kurve ergibt. Für das Verhältnis der Lichtausbeuten im Maximum (S_{ab}, Einschuß senkrecht zur Hauptspaltebene ab) und Minimum (S_a, Einschuß parallel zur Hauptachse a) ergibt sich

$$S_{ab}/S_a = 1{,}554 \pm 0{,}011 \qquad (E_\alpha = 5{,}30\ \text{MeV}).$$

Bei den bisher geschilderten Versuchen bewegten sich die α-Teilchen stets parallel zur Nebenspaltebene ac, also senkrecht zur Kristallachse b.

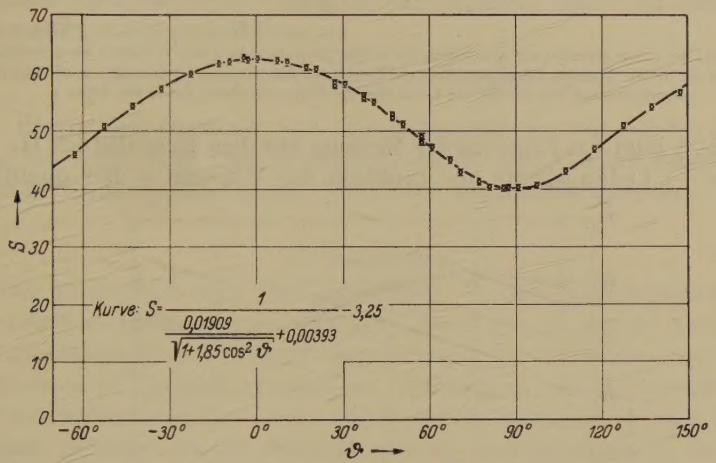

Fig. 3. Lichtausbeute S von Anthrazen als Funktion der Einschußrichtung. Die α-Strahlen (Energie 5,3 MeV) treffen parallel zur ac-Ebene (Nebenspaltebene) auf. Maximum: Einschuß senkrecht zur ab-Ebene (Hauptspaltebene). Minimum: Einschuß parallel zur ab-Ebene, d.h. in Richtung der Kristallachse a. (S in willkürlichen Einheiten)

Um nun auch die Lichtausbeute S_b bei Einschuß der α-Strahlen in Richtung der Hauptachse b (senkrecht zur Nebenspaltebene ac) zu untersuchen, wurden von einem 1 cm³ großen Anthrazenwürfel zwei Stücke von der Form einer dreieckigen prismatischen Säule abgesägt (Fig. 4). Die beiden Stücke wurden in der Weise, wie in Fig. 4 rechts zu sehen ist, auf den Lichtleiter gestellt, und zwar so, daß die α-Teilchen immer auf ein und dieselbe Stelle der (in Fig. 4 hinten liegenden) Diagonalfläche fielen. Bei beiden Kristallstücken steht die Hauptspaltebene ab senkrecht auf der Unterlage. Bei I ist die Nebenspaltebene ac genau so orientiert wie bisher (parallel zur Unterlage), während bei II die Ebene ac auf der Unterlage senkrecht steht. Die Verwendung der Diagonalfläche als Auftreff-Fläche hat den Vorteil, daß man bei einem einzigen Kristall den ganzen Bereich vom Maximum bis zum Minimum

der Lichtausbeute ausmessen kann. Die Messung mit I bestätigt das bereits bekannte Ergebnis; die Meßpunkte sind schon in Fig. 3 mit enthalten.

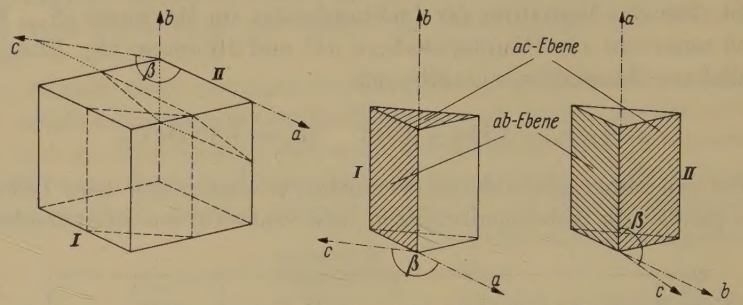

Fig. 4. Bei der rechts gezeichneten Aufstellung der beiden Kristallstücke *I* und *II* treffen die α-Teilchen auf die Mitte der hinten liegenden Diagonalfläche. Bei *I* steht die Kristallachse *b* senkrecht auf der Lichtleiteroberfläche (ist also parallel zur Drehachse des Präparathalters), bei *II* die Achse *a*

Fig. 5 zeigt das Ergebnis der Messung mit dem Kristallstück II. Die Kurve — Lichtausbeute als Funktion des Winkels — hat qualitativ

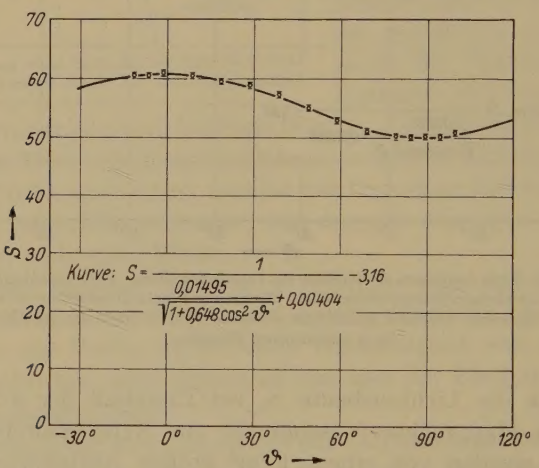

Fig. 5. Lichtausbeute *S* von Anthrazen als Funktion der Einschußrichtung. Die α-Strahlen (Energie 5,3 MeV) treffen senkrecht zur Kristallachse *a* auf. Maximum: Einschuß senkrecht zur *ab*-Ebene (Hauptspaltebene). Minimum: Einschuß senkrecht zur *ac*-Ebene (Nebenspaltebene), d.h. in Richtung der Kristallachse *b*. (*S* in willkürlichen Einheiten)

einen ähnlichen Verlauf wie die Kurve in Fig. 3, verläuft aber flacher. Für das Verhältnis der Lichtausbeuten im Maximum (S_{ab}) und Minimum (S_b, Einschuß parallel zur Hauptachse *b*) ergibt sich

$$S_{ab}/S_b = 1{,}224 \pm 0{,}012 \qquad (E_\alpha = 5{,}30\ \text{MeV}).$$

α-Teilchen von kleinerer Energie als 5,3 MeV können in der Kammer (Fig. 1) leicht durch geeignete Wahl des Gasdrucks hergestellt werden.

Die Energie der auf den Kristall auftreffenden α-Teilchen läßt sich in einfacher Weise aus dem Abstand Präparat—Kristalloberfläche, dem Druck der (trockenen) Luft und mit Hilfe einer Energie-Reichweite-Beziehung[10] berechnen.

Es zeigt sich, daß bei kleineren Energien der α-Teilchen die Anisotropie der Lichtausbeute etwas größer wird; es ergab sich bei (3,00 ± 0,03) MeV

$$S_{ab}/S_a = 1{,}65 \pm 0{,}02 \quad \text{und} \quad S_{ab}/S_b = 1{,}27 \pm 0{,}02.$$

Mit einer anderen Apparatur wurde die Lichtausbeute $S^{(\alpha)}$ eines Anthrazenkristalls für α-Teilchen mit der Lichtausbeute $S^{(e)}$ desselben Kristalls für Elektronen verglichen; das Ergebnis lautet bei Einschuß senkrecht zur Hauptspaltebene ab

$$S_{ab}^{(\alpha)}(5{,}3 \text{ MeV})/S^{(e)}(0{,}63 \text{ MeV}) = 0{,}969 \pm 0{,}018.$$

Die Elektronen stammen von dem konvertierten 661,6 keV-γ-Übergang bei Ba^{137}. Ihre Energie muß, da die K- und L-Konversionslinien nicht getrennt werden können, zu 630 keV angenommen werden.

4. Diskussion

Bei Elektronen tritt die geschilderte Richtungsabhängigkeit der Szintillations-Lichtausbeute nicht auf. Dies folgt z. B. aus der Tatsache, daß die Halbwertsbreite einer Impulsverteilung, die monoenergetische Elektronen im Kristall hervorrufen, unabhängig vom Raumwinkel ist und sich nicht vergrößert, wenn das Präparat in das Innere eines Spaltkristalls gebracht wird*. Es liegt also die Vermutung nahe, daß das Auftreten des Richtungseffektes durch das starke Ionisationsvermögen der α-Strahlen begünstigt wird. Die eigentliche Ursache dürfte aber in der anisotropen Kristallstruktur des Anthrazens zu suchen sein.

Zwischen der Lichtausbeute S und der Reichweite R der α-Teilchen besteht eine lineare Beziehung[5,6] der Form

$$S = AR - B,$$

die für α-Energien oberhalb etwa 1,5 MeV empirisch gut bestätigt ist. In dieser Formel muß nun, um den Richtungseffekt der Lichtausbeute zu beschreiben, mindestens eine der drei Größen A, R oder B richtungsabhängig angenommen werden. Die Konstante B ist zu klein, als daß

* Bringt man dagegen ein Po^{210}-Präparat zwischen die beiden Hälften eines gespaltenen Anthrazenkristalls, so ergibt sich als Impulsverteilung keine Linie, sondern ein breites Kontinuum. Diese Tatsache liefert übrigens einen zusätzlichen Beweis dafür, daß die Richtungsabhängigkeit nichts mit der optischen Anisotropie oder mit Oberflächeneffekten zu tun hat.

[10] Bethe, H. A.: Rev. Mod. Phys. **22**, 213 (1950).

sie allein für die starke Richtungsabhängigkeit verantwortlich gemacht werden könnte; eigene Messungen ergaben innerhalb der Fehlergrenzen für alle drei Richtungen (senkrecht zu ab, parallel zu a und parallel zu b) denselben Wert von B, und zwar im Mittel

$$B = (0{,}052 \pm 0{,}003) \cdot S_{ab}(5{,}3\ \text{MeV}).$$

Was die Reichweite der α-Teilchen anbelangt, so gelingt es mit einfachen Annahmen über eine etwaige Richtungsabhängigkeit von R nicht, die gemessenen Kurven (Fig. 3 und 5) richtig wiederzugeben.

Ein Effekt, der beim Szintillationsvorgang eine große Rolle zu spielen scheint, ist die Wanderung der Anregungsenergie im Kristall[4-6, 11]. Es ist nun naheliegend anzunehmen, daß diese Wanderung anisotrop sein könnte; d.h. die Wahrscheinlichkeit, daß ein angeregtes Molekül seine Energie an ein Nachbarmolekül abgibt, könnte je nach der relativen Lage der beiden Moleküle verschieden sein. Ein solches Energiequant hat nur eine begrenzte Lebensdauer, da es schließlich einmal entweder „gelöscht", d.h. in thermische Energie verwandelt oder als Lichtquant abgestrahlt wird. Daher kann das Energiequant durch Wanderung nur eine endliche Zahl von Molekülen im Kristall erreichen. Diese Moleküle sind in einem gewissen Volumen V_0 enthalten, und die einfachste Annahme bei anisotroper Wanderung ist nun offenbar, daß V_0 ein Ellipsoid ist, in dessen Mittelpunkt das primär angeregte Molekül liegt.

Nun liegt in der engeren Umgebung der Bahn des α-Teilchens eine hohe Konzentration von ionisierten und zerstörten Molekülen vor, die als Löschzentren für die Anregungsenergie wirken[4-6, 11]. Von diesen zerstörten Molekülen kann angenommen werden, daß sie sich zum größten Teil in einem zylinderförmigen Bereich befinden, dessen Achse die Bahn des α-Teilchens ist. Da sich auch die angeregten Moleküle in der Nähe dieser Bahn befinden, wird also ein Teil des Ellipsoidvolumens V_0 mit dem die zerstörten Moleküle enthaltenden Zylinderbereich zusammenfallen. Dieses zylindrische Teilvolumen von V_0 soll mit V bezeichnet werden. Dann ist es naheliegend, für die Wahrscheinlichkeit w_L (pro Zeiteinheit), daß ein Energiequant gelöscht wird, versuchsweise folgenden Ansatz zu machen:

$$w_L = w_0 + w_1(V/V_0).$$

Dabei beschreibt der Term w_0 die Löschung durch unzerstörte Moleküle[4-6]. Bezeichnet jetzt n die Zahl der längs eines kurzen Stückes der Bahn des α-Teilchens vorhandenen Energiequanten (also die Zahl der angeregten Moleküle), so läßt sich für die zeitliche Änderung von n folgende Gleichung aufstellen:

$$dn/dt = -\lambda n + f(t).$$

[11] WRIGHT, G. T.: Proc. Phys. Soc., Lond. B **68**, 701, 929 (1955).

Dabei ist $\lambda = w_L + w_e$, wenn w_e die Wahrscheinlichkeit pro Zeiteinheit für Emission eines Fluoreszenz-Lichtquants bezeichnet. $f(t)$ beschreibt die im Laufe der Zeit erfolgende Nachlieferung von angeregten Molekülen, z. B. durch Ionen-Rekombination[11]. Messungen des zeitlichen Verlaufs von Szintillationsimpulsen[3] lassen vermuten, daß $f(t)$ eine zeitlich monoton abklingende Funktion ist, und daß man $f(t)$ durch eine geeignete Überlagerung von Exponentialfunktionen in guter Näherung darstellen kann:

$$f(t) = \sum_i a_i e^{-\lambda_i t}.$$

Damit ergibt sich aus der Gleichung für dn/dt:

$$n = \sum_i a_i \frac{e^{-\lambda_i t} - e^{-\lambda t}}{\lambda - \lambda_i} + n_0 e^{-\lambda t}.$$

Die Zahl der pro Zeiteinheit emittierten Lichtquanten ist

$$dv/dt = w_e \cdot n;$$

hieraus ergibt sich durch Integration die Gesamtzahl der während einer Szintillation längs eines kurzen Stückes der Bahn des α-Teilchens emittierten Lichtquanten

$$v_{\text{ges.}} = \frac{w_e}{\lambda}\left(\sum \frac{a_i}{\lambda_i} + n_0\right) \sim \frac{dS}{dR} = A.$$

Somit ist

$$A = \frac{C}{\lambda} = \frac{C}{w_e + w_0 + w_1 (V/V_0)},$$

mit einer geeigneten Konstanten C. Zur Vereinfachung soll nun angenommen werden, daß die Bahn des α-Teilchens (Zylinderachse von V) durch die Mitte des Ellipsoids geht. Dann ergibt sich

$$\frac{V}{V_0} = \frac{3}{2} \frac{r^2}{vw} \frac{1}{\sqrt{1 + \beta \cos^2 \vartheta}}, \qquad \beta = \frac{u^2}{v^2} - 1$$

(r Radius des Zylinders V; u, v, w Halbachsen des Ellipsoids; ϑ Winkel zwischen der Bahn des α-Teilchens, die in der u, v-Ebene verlaufen soll, und der v-Achse; $u > v$). Man erhält schließlich

$$A = \frac{1}{\frac{\alpha}{\sqrt{1 + \beta \cos^2 \vartheta}} + \gamma}.$$

Durch geeignete Wahl der in dieser Formel enthaltenen Parameter α, β, γ ist es möglich, den gemessenen Kurvenverlauf (Fig. 3 und 5)

innerhalb der Meßfehler richtig wiederzugeben. Dies gelingt mit folgender Wahl der Parameter:

in Fig. 3 $\alpha_1 = 1{,}191\, R_0/S_{ab}\,(5{,}3\ \mathrm{MeV})$,
$\beta_1 = 1{,}85$,
$\gamma = 0{,}245\, R_0/S_{ab}\,(5{,}3\ \mathrm{MeV})$;
in Fig. 5 $\alpha_2 = 0{,}906\, R_0/S_{ab}\,(5{,}3\ \mathrm{MeV})$,
$\beta_2 = 0{,}648$, γ wie in Fig. 3

[auf Grund der Ableitung der Formel ist γ unabhängig von der Ebene, in der die Bahn des α-Teilchens verläuft. Ferner gilt die Beziehung $(1+\beta_1)/(1+\beta_2) = (\alpha_1/\alpha_2)^2$, da $\vartheta = 0$ bei beiden Kurven Einschuß senkrecht zur ab-Ebene bedeutet]. R_0 ist die Reichweite der α-Teilchen von Po^{210}. — Die in Fig. 3 und 5 durch die Meßpunkte gelegten Kurven sind nach der angegebenen Formel mit den obigen Zahlenwerten für die Parameter berechnet.

Aus den Zahlenwerten für β_1 und β_2 kann man ausrechnen, daß sich die Halbachsen des hypothetischen Ellipsoids wie 1 : 1,28 : 1,69 verhalten. Die größte Achse sollte parallel zur Kristallachse a, die kleinste senkrecht zur Hauptspaltebene ab verlaufen. — Selbstverständlich ist die gute Übereinstimmung der Formel mit den Meßergebnissen noch kein Beweis für die Richtigkeit der zugrundegelegten Modellvorstellung, nicht zuletzt auch wegen der benutzten stark vereinfachenden Annahmen.

Herrn Professor Dr. A. Flammersfeld danke ich für die Anregung zu diesen Untersuchungen und zahlreiche wertvolle Ratschläge. Ferner danke ich der Deutschen Forschungsgemeinschaft und dem Bundesministerium für Atomkernenergie und Wasserwirtschaft für die zur Verfügung gestellten Mittel.

Druck der Universitätsdruckerei H. Stürtz AG., Würzburg

Lebenslauf

Am 15. September 1930 wurde ich als Sohn des Fabrikdirektors Dipl.-Ing. Werner Heckmann und seiner Ehefrau Elisabeth geb. Krüger in Duisburg geboren. Von Ostern 1936 bis 1940 besuchte ich in Duisburg die Volksschule. Ostern 1940 wurde ich in das Duisburger humanistische Gymnasium aufgenommen. Wegen der Luftangriffe auf das Ruhrgebiet lebte ich von 1942 bis 1943 in München und besuchte dort ein humanistisches Gymnasium. Von 1943 bis 1944 befand ich mich im Rahmen der „Kinder-Landverschickung" in verschiedenen Lagern in Tirol und Vorarlberg.

Am 26. März 1944 starb meine Mutter in Duisburg an den Folgen einer Scharlach-Infektion. Bis nach Kriegsende lebte ich dann in Wurmlingen bei Tuttlingen (Württemberg). In Tuttlingen besuchte ich eine Oberrealschule. Im Oktober 1945 konnte ich nach Duisburg zurückkehren. Dort wurde ich in ein naturwissenschaftliches Gymnasium aufgenommen und bestand am 13. Februar 1950 die Reifeprüfung.

Zu Beginn des Sommer-Semesters 1950 wurde ich als Studierender der Physik an der Universität München immatrikuliert. Dort bestand ich am 21. Juli 1953 die Diplom-Vorprüfung mit der Note „Sehr gut". Im Winter-Semester 1953/54 setzte ich mein Studium an der Universität Göttingen fort. Ende September 1954 wurde ich in das Zweite Physikalische Institut der Universität aufgenommen und begann unter der Leitung von Herrn Professor Dr. A. Flammersfeld eine Diplomarbeit über die Nachbeschleunigung von Ionen in einem unvollkommenen Vakuum. Am 14. Dezember 1956 bestand ich die Diplom-Hauptprüfung in Physik mit der Note „Sehr gut".

Anschließend setzte ich meine Tätigkeit im Zweiten Physikalischen Institut fort, wurde als Hilfsassistent im Physikalischen Fortgeschrittenen-Praktikum angestellt und begann mit der vorliegenden Dissertation.